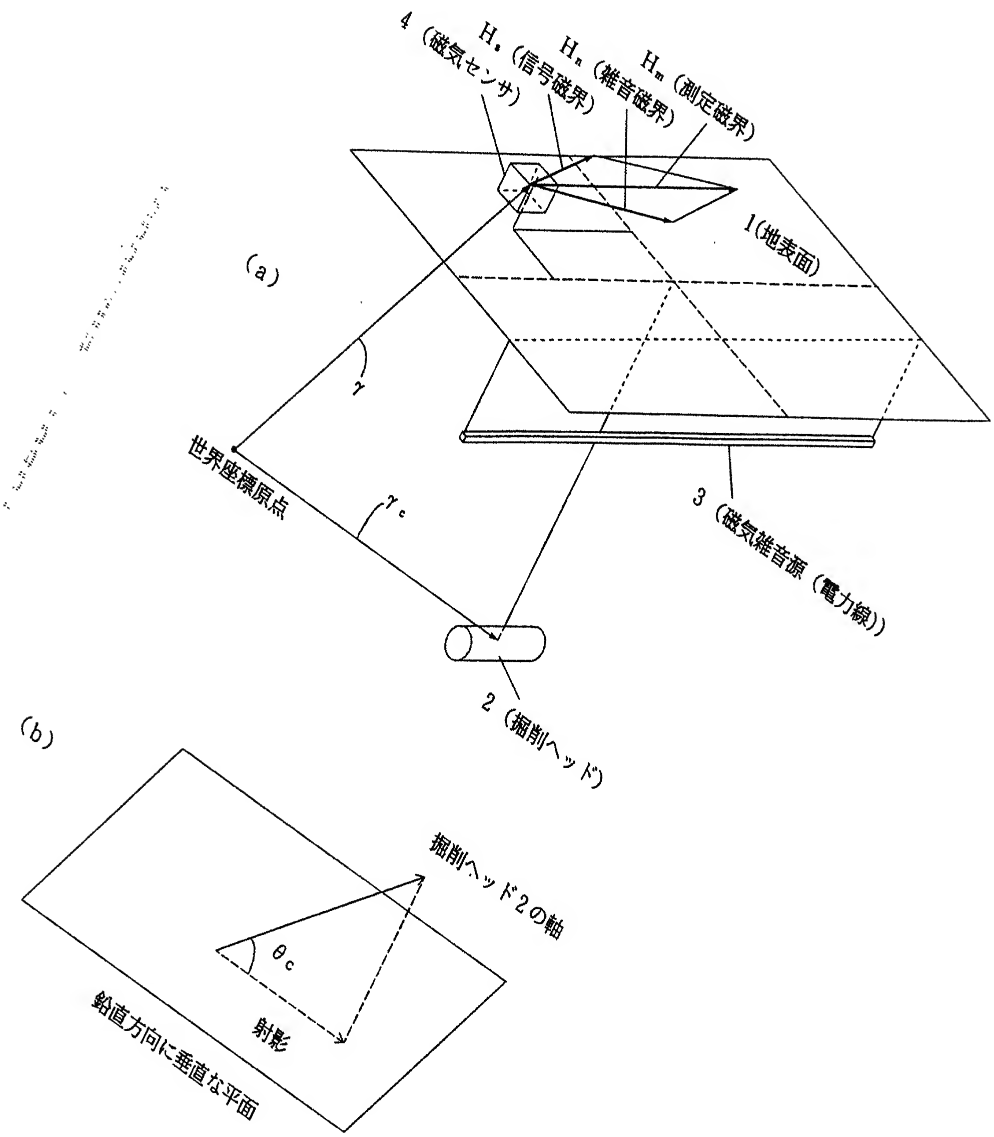
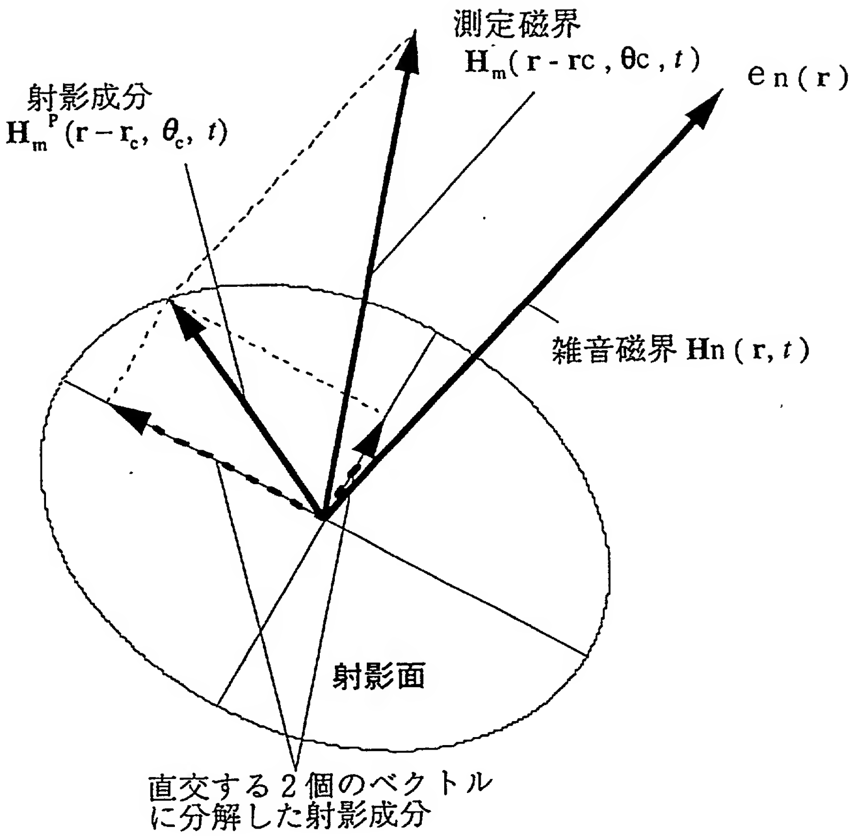
図1



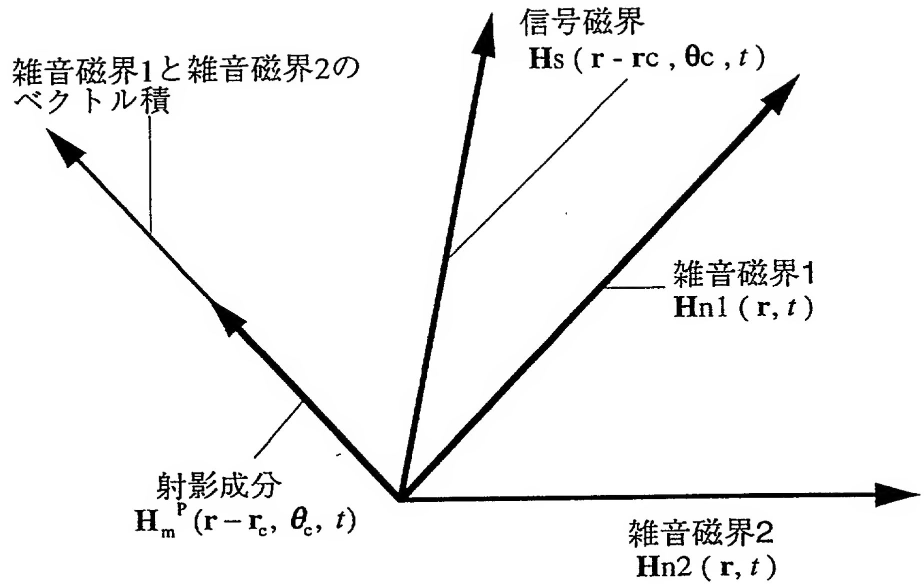
4（磁気センサ）
H_s（信号磁界）
H_n（雑音磁界）
H_m（測定磁界）
1(地表面)
(a)
γ
世界座標原点
γ_c
3（磁気雑音源（電力線））
2（掘削ヘッド）
(b)
掘削ヘッド2の軸
θ_c
射影
鉛直方向に垂直な平面

図2



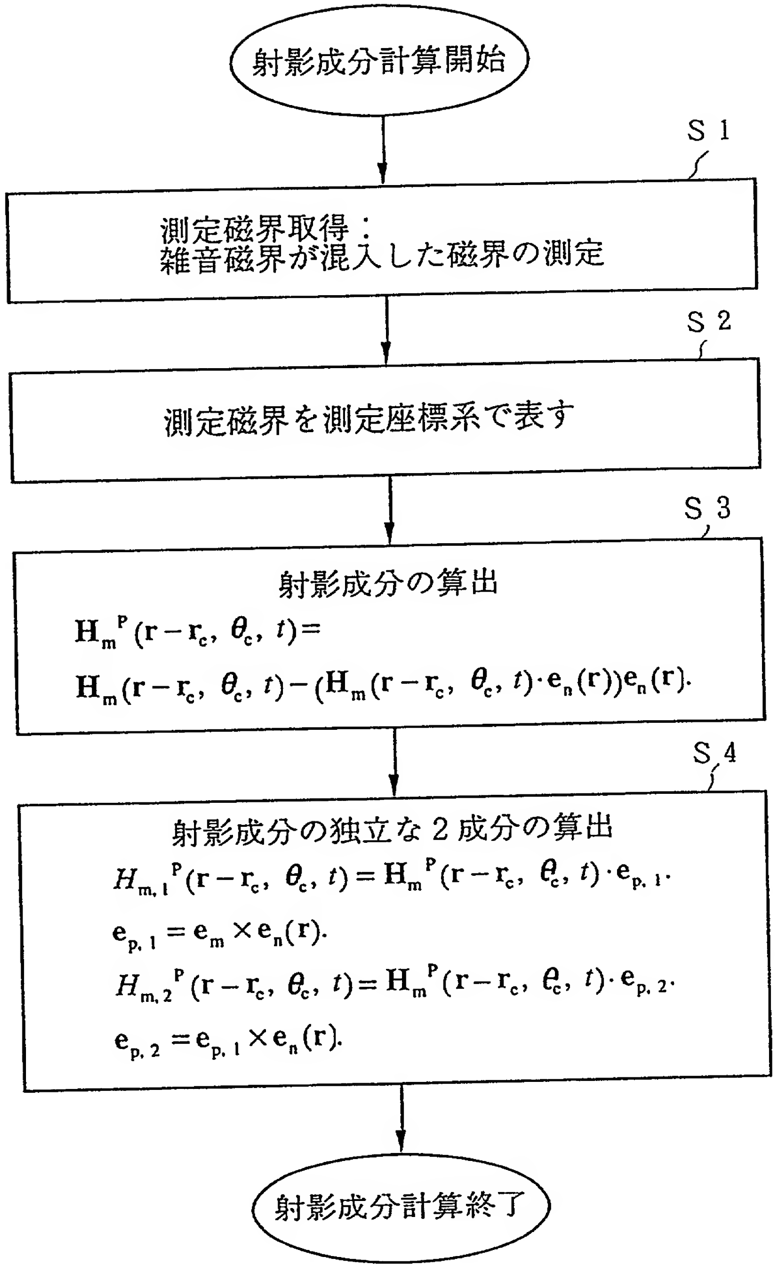
測定磁界
$H'_m(r - rc, \theta c, t)$
$e_n(r)$
射影成分
$H_m^P(r - r_c, \theta_c, t)$
雑音磁界 $Hn(r, t)$
射影面
直交する２個のベクトル
に分解した射影成分

図 3



信号磁界
Hs (r - rc , θc , t)
雑音磁界1と雑音磁界2の
ベクトル積
雑音磁界1
Hn1 (r, t)
射影成分
$H_m^P(r - r_c, \theta_c, t)$
雑音磁界2
Hn2 (r, t)

図4



射影成分計算開始
S 1
測定磁界取得：
雑音磁界が混入した磁界の測定
S 2
測定磁界を測定座標系で表す
S 3
射影成分の算出
$\mathbf{H}_m^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)=$
$\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)-(\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\cdot\mathbf{e}_n(\mathbf{r}))\mathbf{e}_n(\mathbf{r}).$
S 4
射影成分の独立な 2 成分の算出
$H_{m,1}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)=\mathbf{H}_m^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\cdot\mathbf{e}_{p,1}.$
$\mathbf{e}_{p,1}=\mathbf{e}_m\times\mathbf{e}_n(\mathbf{r}).$
$H_{m,2}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)=\mathbf{H}_m^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\cdot\mathbf{e}_{p,2}.$
$\mathbf{e}_{p,2}=\mathbf{e}_{p,1}\times\mathbf{e}_n(\mathbf{r}).$
射影成分計算終了

図5

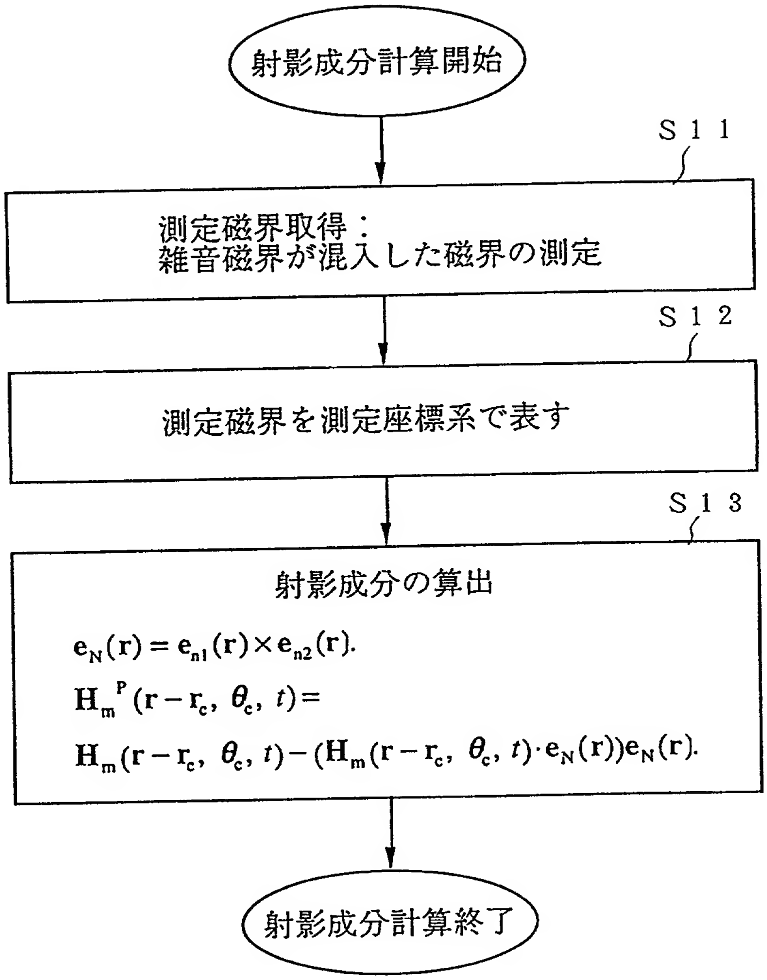

射影成分計算開始
S11
測定磁界取得：
雑音磁界が混入した磁界の測定
S12
測定磁界を測定座標系で表す
S13
射影成分の算出
$\mathbf{e}_N(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_{n1}(\mathbf{r}) \times \mathbf{e}_{n2}(\mathbf{r})$.
$\mathbf{H}_m{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t) =$
$\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t) - (\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\cdot\mathbf{e}_N(\mathbf{r}))\mathbf{e}_N(\mathbf{r})$.
射影成分計算終了

図6

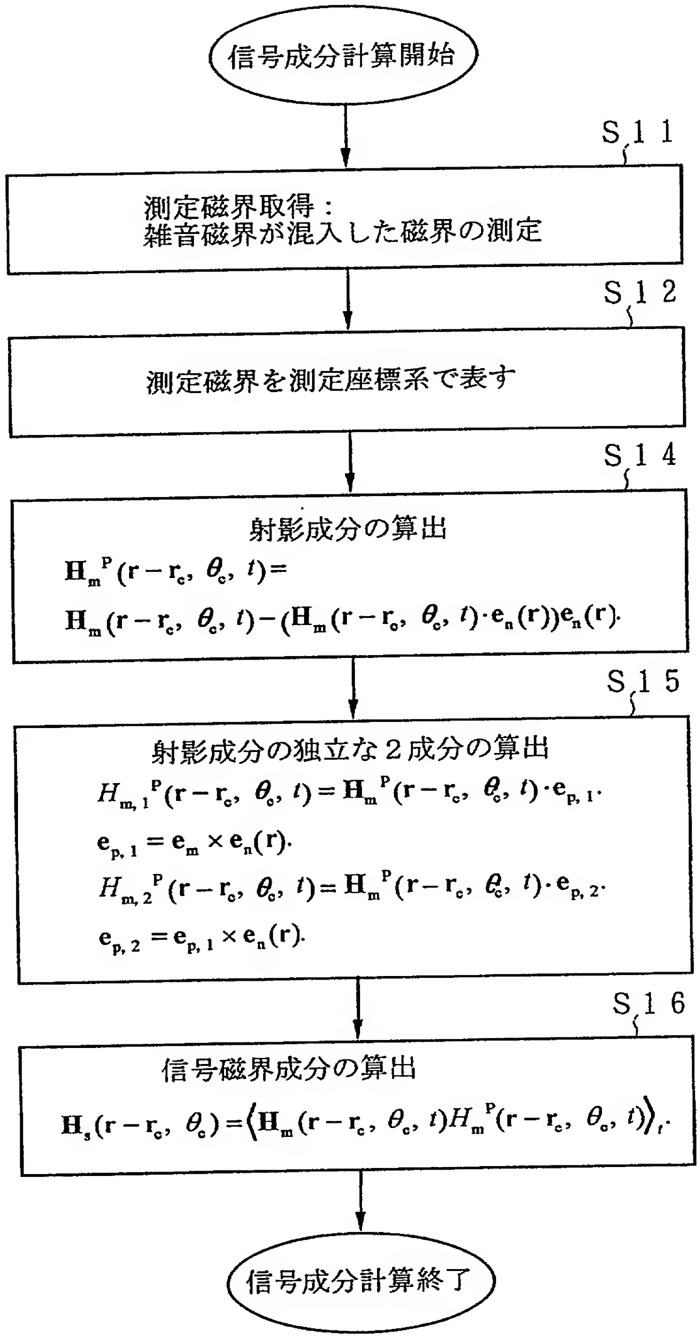

信号成分計算開始
S11
測定磁界取得：
雑音磁界が混入した磁界の測定
S12
測定磁界を測定座標系で表す
S14
射影成分の算出
$\mathbf{H}_m{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)=$
$\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)-(\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\cdot\mathbf{e}_n(\mathbf{r}))\mathbf{e}_n(\mathbf{r}).$
S15
射影成分の独立な２成分の算出
$H_{m,1}{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)=\mathbf{H}_m{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\cdot\mathbf{e}_{p,1}.$
$\mathbf{e}_{p,1}=\mathbf{e}_m\times\mathbf{e}_n(\mathbf{r}).$
$H_{m,2}{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)=\mathbf{H}_m{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\cdot\mathbf{e}_{p,2}.$
$\mathbf{e}_{p,2}=\mathbf{e}_{p,1}\times\mathbf{e}_n(\mathbf{r}).$
S16
信号磁界成分の算出
$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c)=\left\langle\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)H_m{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right\rangle_t.$
信号成分計算終了

図7

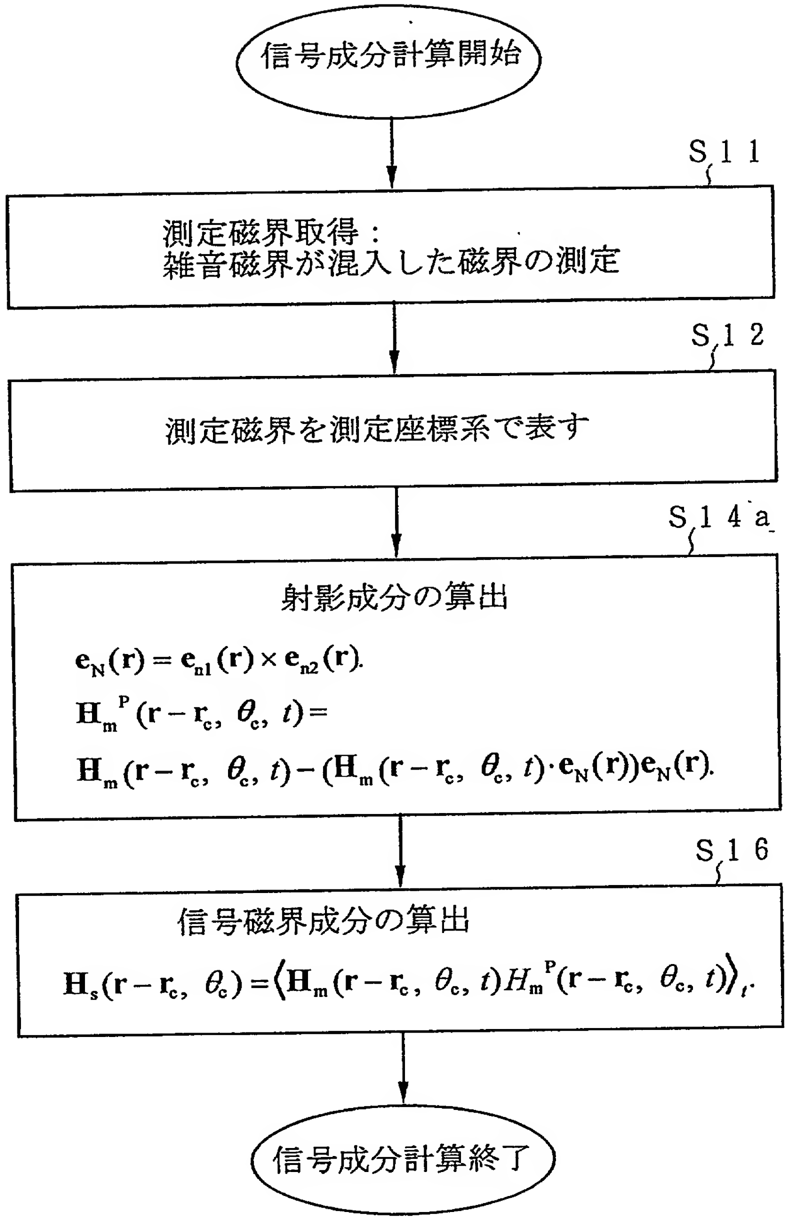
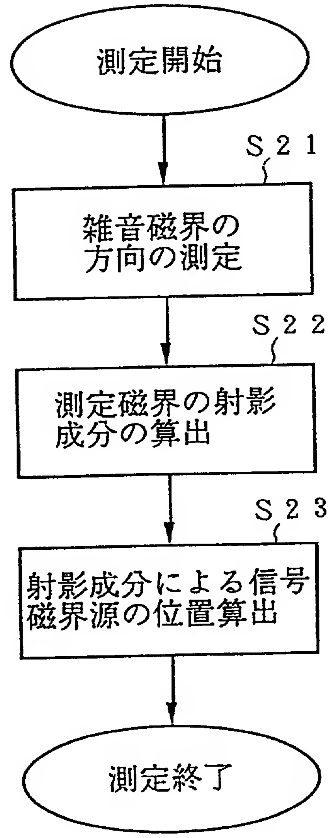

信号成分計算開始
S11
測定磁界取得：
雑音磁界が混入した磁界の測定
S12
測定磁界を測定座標系で表す
S14a
射影成分の算出
$\mathbf{e}_N(\mathbf{r}) = \mathbf{e}_{n1}(\mathbf{r}) \times \mathbf{e}_{n2}(\mathbf{r}).$
$\mathbf{H}_m{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t) =$
$\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t) - (\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\cdot\mathbf{e}_N(\mathbf{r}))\mathbf{e}_N(\mathbf{r}).$
S16
信号磁界成分の算出
$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c) = \left\langle \mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t) H_m{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t) \right\rangle_t.$
信号成分計算終了

図 8



測定開始
S 2 1
雑音磁界の
方向の測定
S 2 2
測定磁界の射影
成分の算出
S 2 3
射影成分による信号
磁界源の位置算出
測定終了

図9

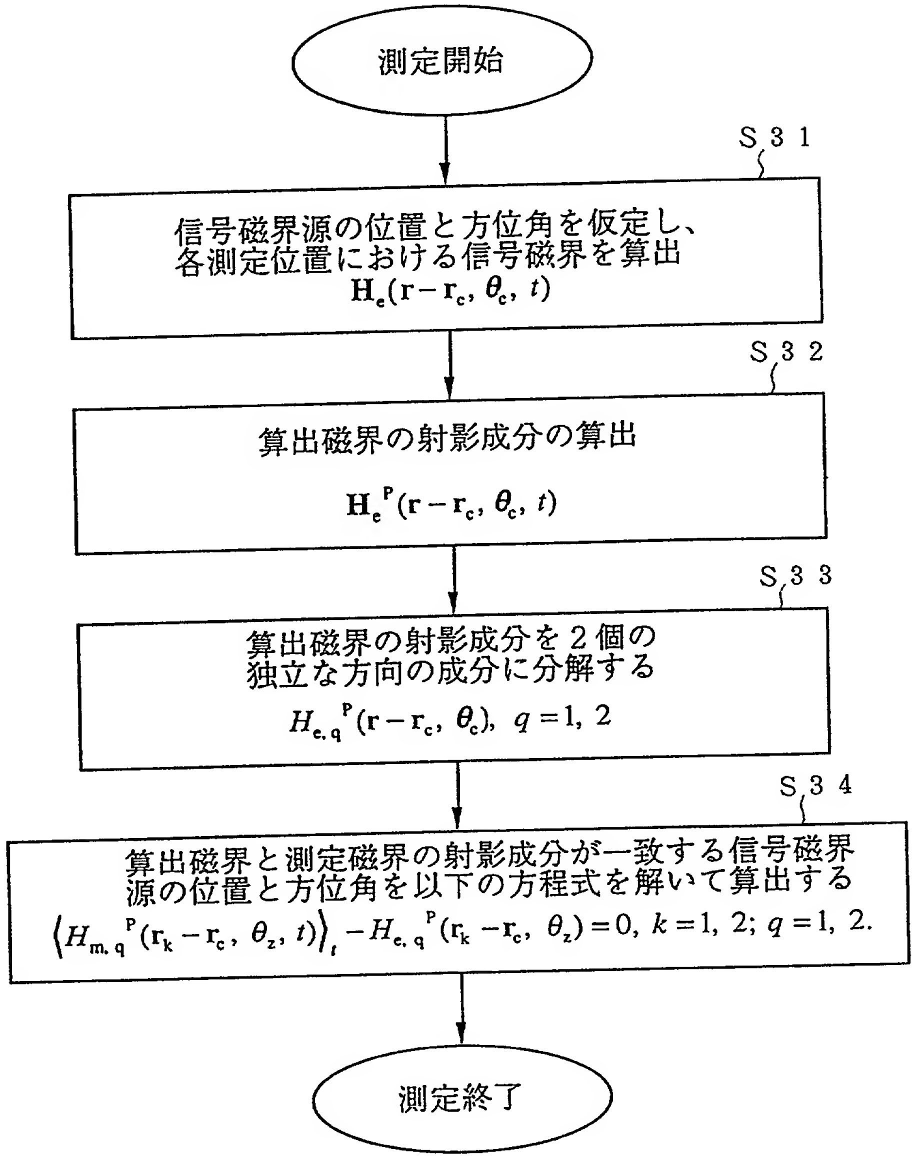
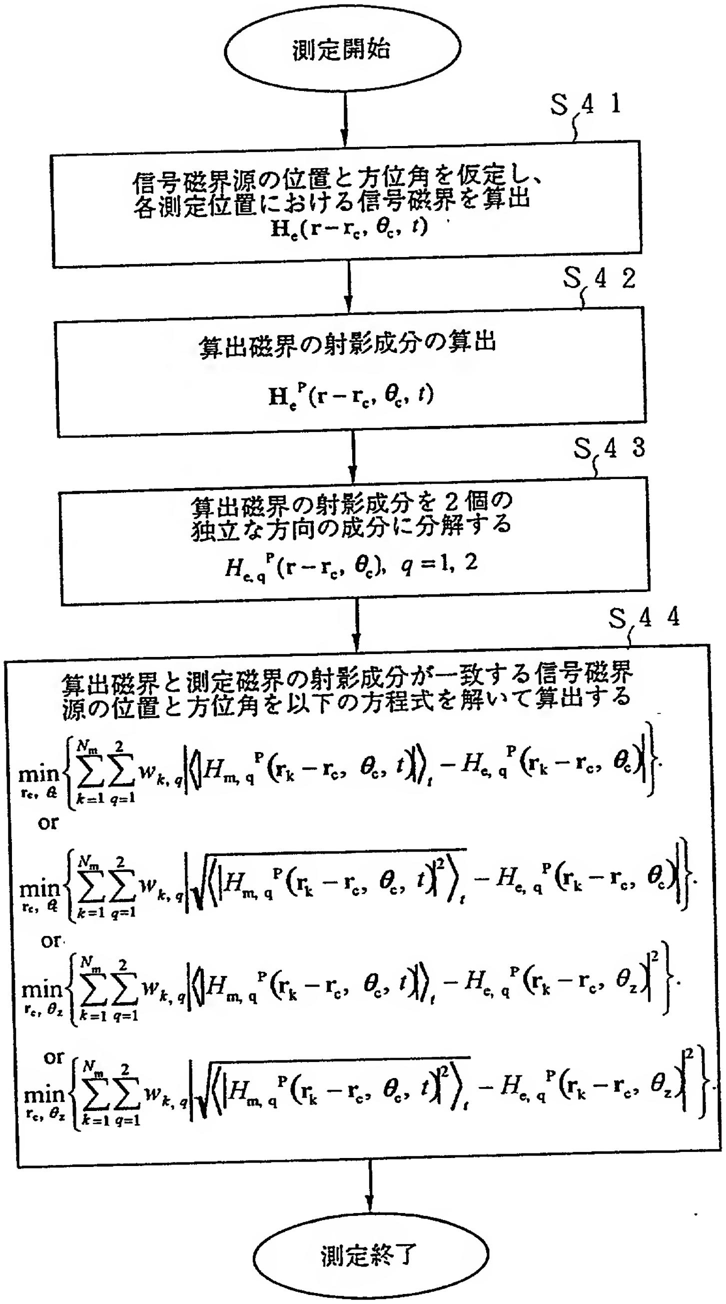

測定開始
S31
信号磁界源の位置と方位角を仮定し、
各測定位置における信号磁界を算出
$\mathbf{H}_e(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)$
S32
算出磁界の射影成分の算出
$\mathbf{H}_e^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)$
S33
算出磁界の射影成分を2個の
独立な方向の成分に分解する
$H_{e,q}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c), \ q=1, 2$
S34
算出磁界と測定磁界の射影成分が一致する信号磁界
源の位置と方位角を以下の方程式を解いて算出する
$\left\langle H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_z, t)\right\rangle_t - H_{e,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_z)=0, \ k=1, 2; \ q=1, 2.$
測定終了

図１０



測定開始
S41
信号磁界源の位置と方位角を仮定し、
各測定位置における信号磁界を算出
$\mathbf{H}_e(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)$
S42
算出磁界の射影成分の算出
$\mathbf{H}_e^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)$
S43
算出磁界の射影成分を２個の
独立な方向の成分に分解する
$H_{e,q}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c), \ q=1, 2$
S44
算出磁界と測定磁界の射影成分が一致する信号磁界
源の位置と方位角を以下の方程式を解いて算出する
$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_c}\left\{\sum_{k=1}^{N_m}\sum_{q=1}^{2} w_{k,q}\left|\left\langle H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right\rangle_t - H_{e,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_c)\right|\right\}.$
or
$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_c}\left\{\sum_{k=1}^{N_m}\sum_{q=1}^{2} w_{k,q}\left|\sqrt{\left\langle\left|H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right|^2\right\rangle_t} - H_{e,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_c)\right|\right\}.$
or
$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_z}\left\{\sum_{k=1}^{N_m}\sum_{q=1}^{2} w_{k,q}\left|\left\langle H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right\rangle_t - H_{e,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_z)\right|^2\right\}.$
or
$\min_{\mathbf{r}_c, \theta_z}\left\{\sum_{k=1}^{N_m}\sum_{q=1}^{2} w_{k,q}\left|\sqrt{\left\langle\left|H_{m,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right|^2\right\rangle_t} - H_{e,q}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_z)\right|^2\right\}.$
測定終了

図１１

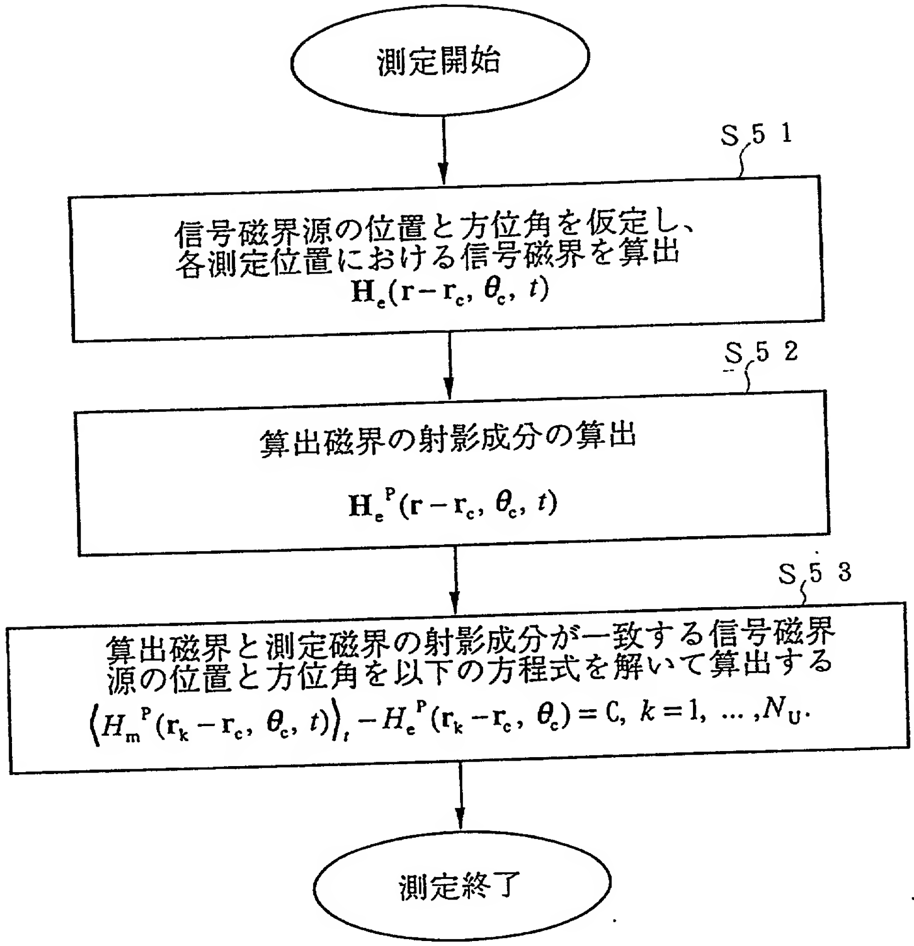

測定開始
S５１
信号磁界源の位置と方位角を仮定し、
各測定位置における信号磁界を算出
$\mathbf{H}_e(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)$
S５２
算出磁界の射影成分の算出
$\mathbf{H}_e{}^P(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)$
S５３
算出磁界と測定磁界の射影成分が一致する信号磁界
源の位置と方位角を以下の方程式を解いて算出する
$\left\langle H_m{}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right\rangle_t - H_e{}^P(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c) = C,\ k=1,\ \dots,N_U.$
測定終了

図１２

測定開始

S６１

信号磁界源の位置と方位角を仮定し、
各測定位置における信号磁界を算出
$\mathbf{H}_e(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)$

S６２

算出磁界の射影成分の算出

$\mathbf{H}_e^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)$

S６３

算出磁界と測定磁界の射影成分が一致する信号磁界源の位置と方位角を以下の方程式を解いて算出する

$$\min_{\mathbf{r}_c,\ \theta_c}\left\{\sum_{k=1}^{N_m} w_k \left| \left\langle H_m^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right\rangle_t - H_e^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)\right|\right\}.$$

or

$$\min_{\mathbf{r}_c,\ \theta_c}\left\{\sum_{k=1}^{N_m} w_k \left| \sqrt{\left\langle H_m^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)^2\right\rangle_t} - H_e^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)\right|\right\}.$$

or

$$\min_{\mathbf{r}_c,\ \theta_z}\left\{\sum_{k=1}^{N_m} w_k \left| \left\langle H_m^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right\rangle_t - H_e^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)\right|^2\right\}.$$

or

$$\min_{\mathbf{r}_c,\ \theta_z}\left\{\sum_{k=1}^{N_m} w_k \left| \sqrt{\left\langle H_m^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)^2\right\rangle_t} - H_e^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)\right|^2\right\}.$$

測定終了

図１３

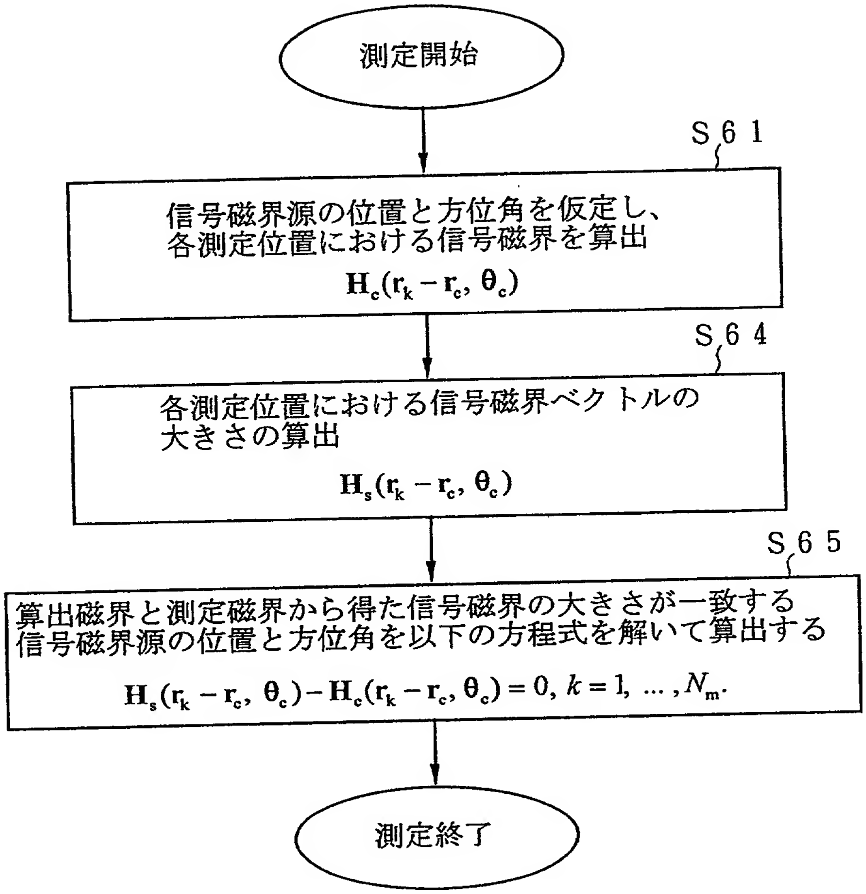

測定開始
S６１
信号磁界源の位置と方位角を仮定し、
各測定位置における信号磁界を算出
$\mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c)$
S６４
各測定位置における信号磁界ベクトルの
大きさの算出
$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c)$
S６５
算出磁界と測定磁界から得た信号磁界の大きさが一致する
信号磁界源の位置と方位角を以下の方程式を解いて算出する
$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c) - \mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_c, \theta_c) = 0, k = 1, \ldots, N_m.$
測定終了

図１４

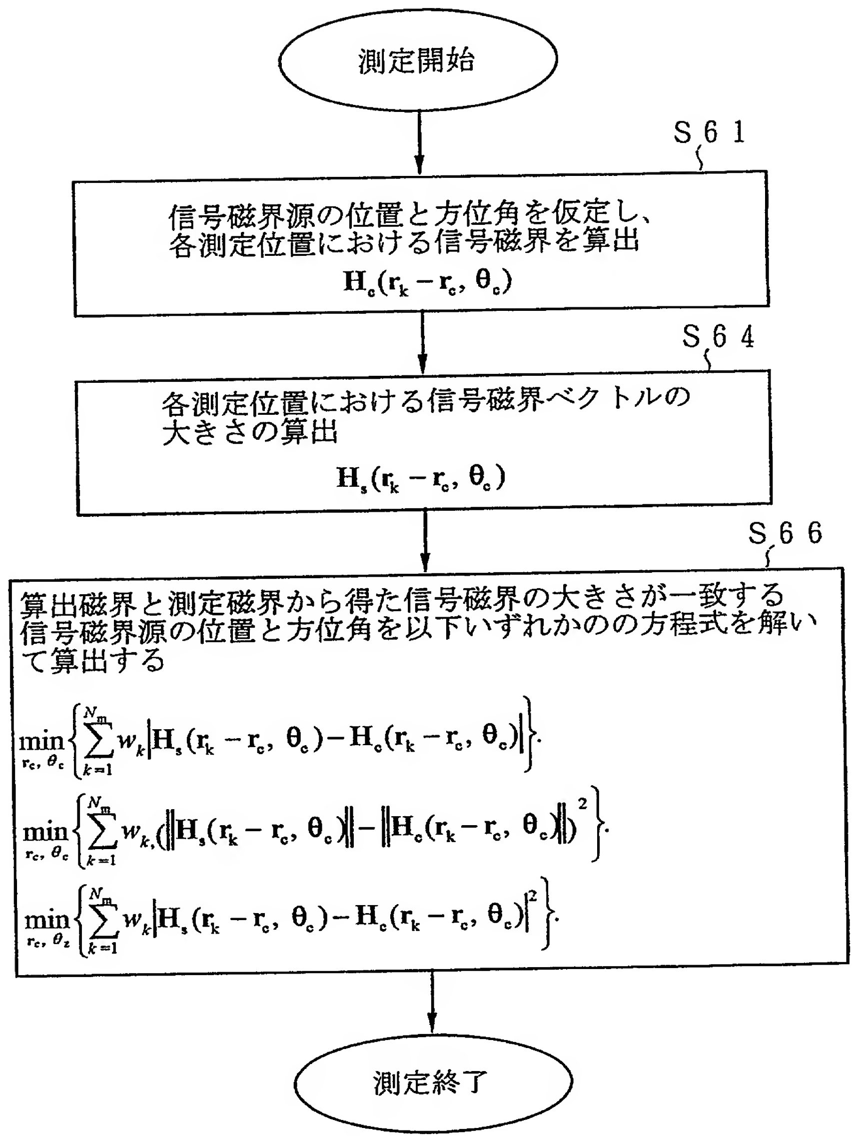

測定開始
S61
信号磁界源の位置と方位角を仮定し、
各測定位置における信号磁界を算出
$\mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)$
S64
各測定位置における信号磁界ベクトルの
大きさの算出
$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)$
S66
算出磁界と測定磁界から得た信号磁界の大きさが一致する
信号磁界源の位置と方位角を以下いずれかのの方程式を解い
て算出する
$\min_{r_c,\ \theta_c}\left\{\sum_{k=1}^{N_m} w_k \left|\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)-\mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)\right|\right\}.$
$\min_{r_c,\ \theta_c}\left\{\sum_{k=1}^{N_m} w_k \left(\left\|\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)\right\|-\left\|\mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)\right\|\right)^2\right\}.$
$\min_{r_c,\ \theta_z}\left\{\sum_{k=1}^{N_m} w_k \left|\mathbf{H}_s(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)-\mathbf{H}_c(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\ \theta_c)\right|^2\right\}.$
測定終了

図15

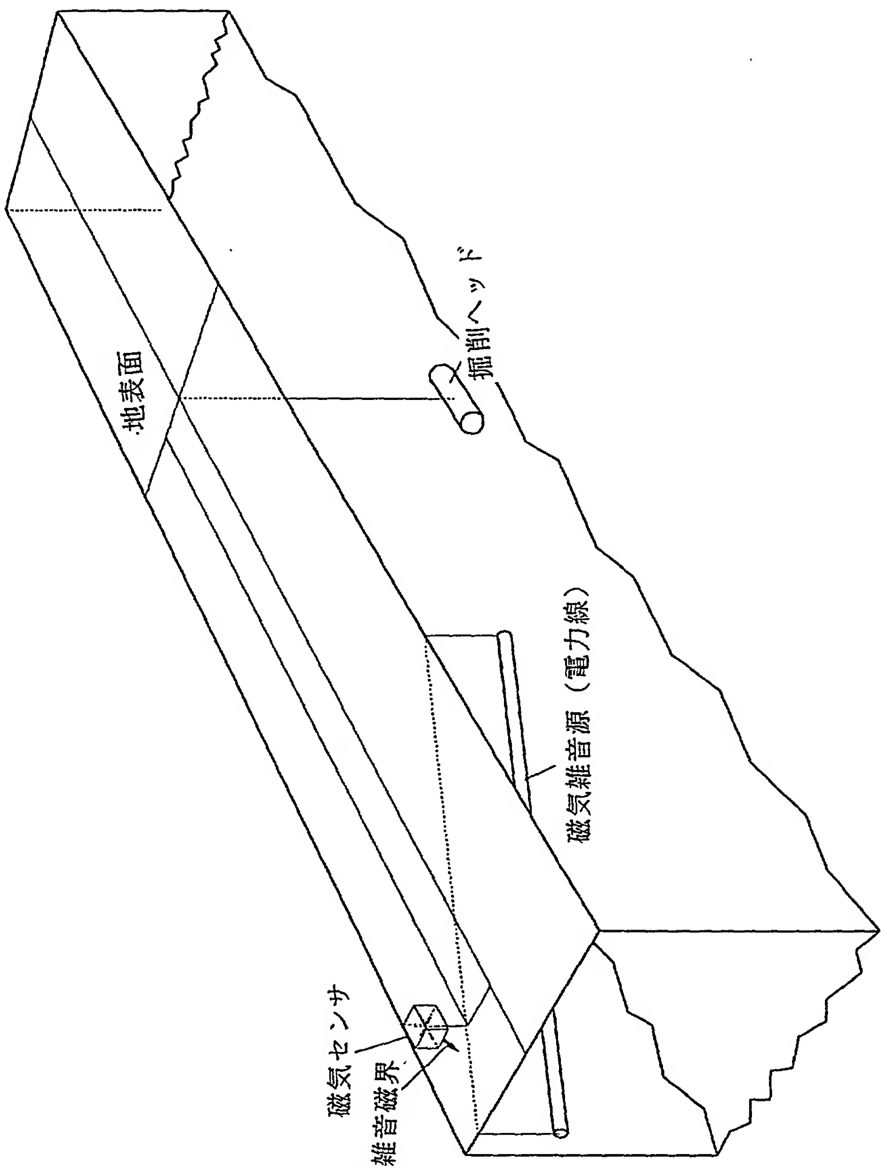


図１６

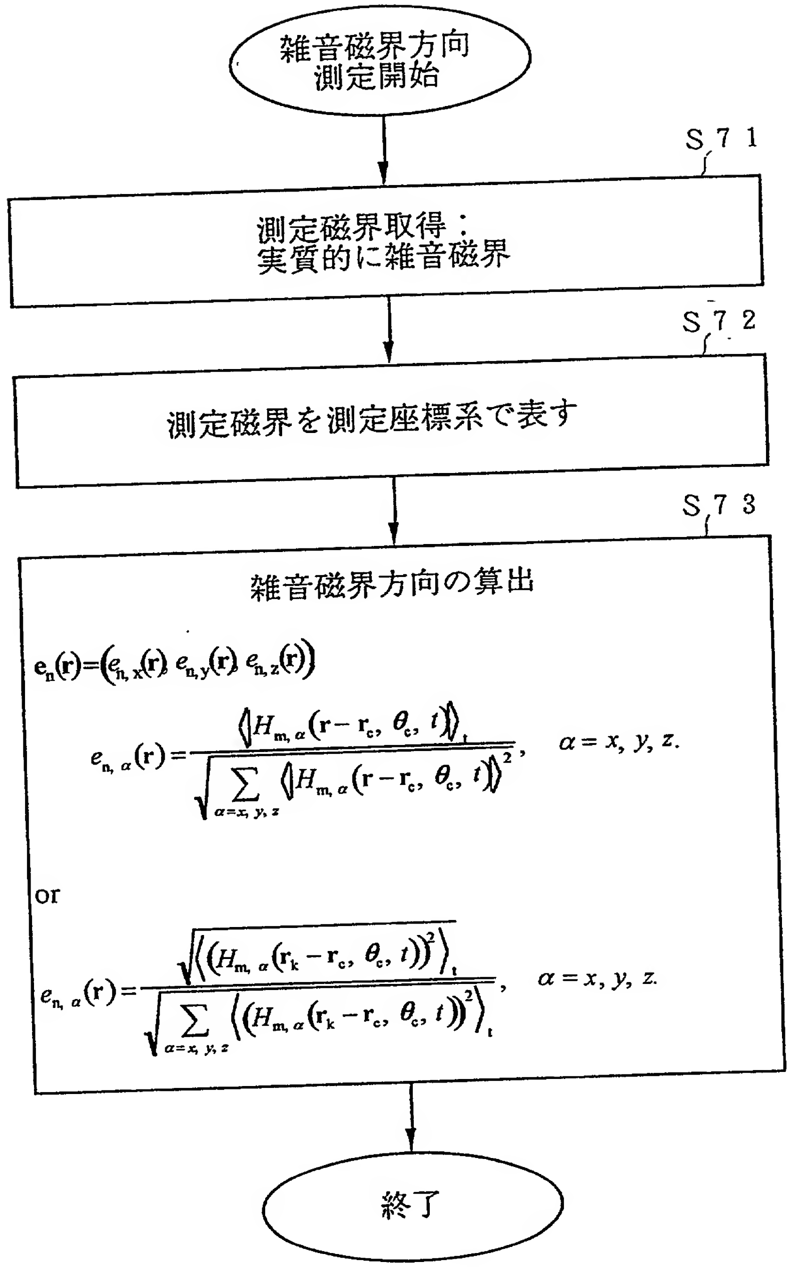

雑音磁界方向
測定開始
S７１
測定磁界取得：
実質的に雑音磁界
S７２
測定磁界を測定座標系で表す
S７３
雑音磁界方向の算出
$\mathbf{e}_n(\mathbf{r})=\left(e_{n,x}(\mathbf{r}), e_{n,y}(\mathbf{r}), e_{n,z}(\mathbf{r})\right)$
$e_{n,\alpha}(\mathbf{r})=\dfrac{\left\langle H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right\rangle_t}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z}\left\langle H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right\rangle^2}}, \quad \alpha=x, y, z.$
or
$e_{n,\alpha}(\mathbf{r})=\dfrac{\sqrt{\left\langle \left(H_{m,\alpha}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right)^2\right\rangle_t}}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z}\left\langle \left(H_{m,\alpha}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c, \theta_c, t)\right)^2\right\rangle_t}}, \quad \alpha=x, y, z.$
終了

図１７

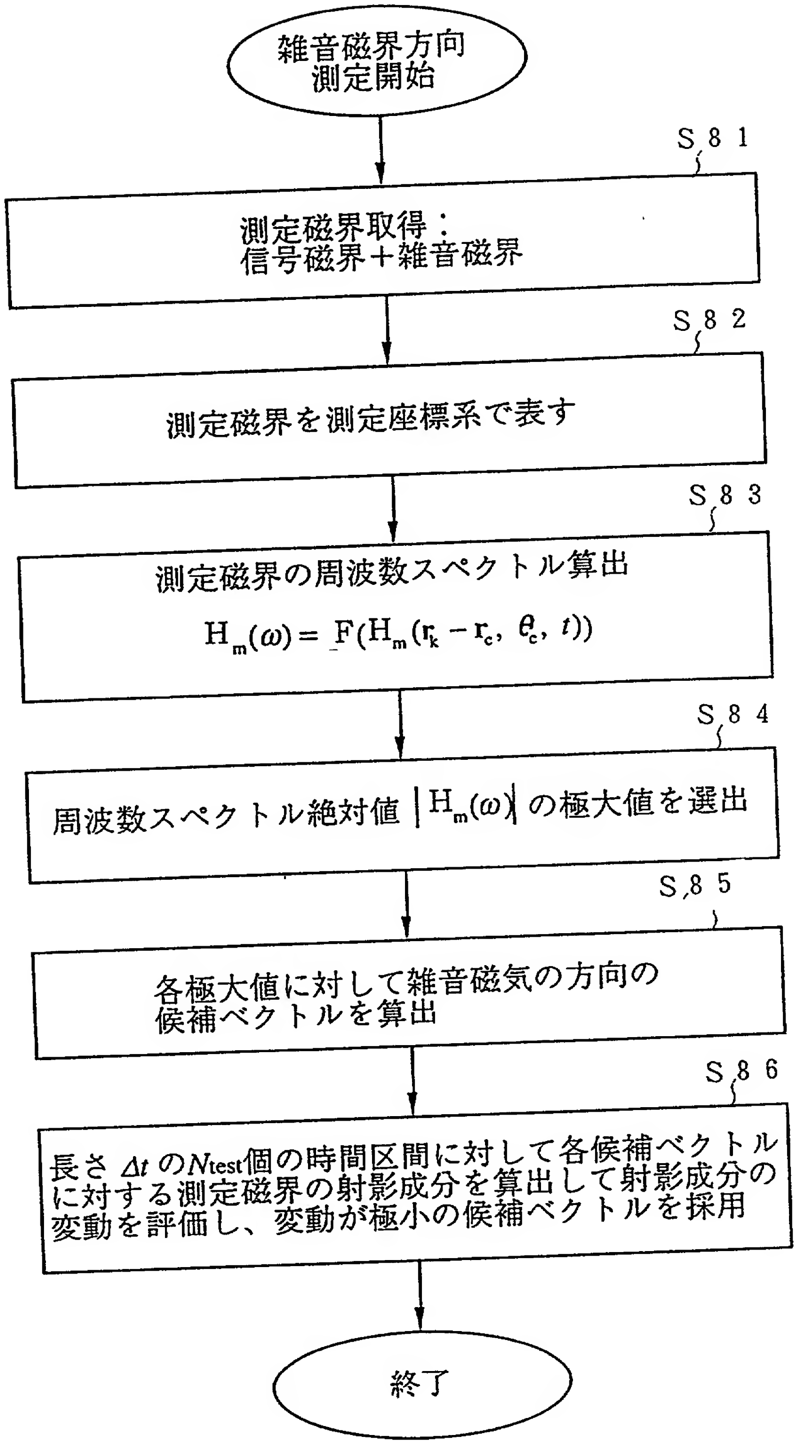

雑音磁界方向
測定開始
S81
測定磁界取得：
信号磁界＋雑音磁界
S82
測定磁界を測定座標系で表す
S83
測定磁界の周波数スペクトル算出
$H_m(\omega) = F(H_m(r_k - r_c, \theta_c, t))$
S84
周波数スペクトル絶対値 $|H_m(\omega)|$ の極大値を選出
S85
各極大値に対して雑音磁気の方向の
候補ベクトルを算出
S86
長さ Δt の N_{test} 個の時間区間に対して各候補ベクトル
に対する測定磁界の射影成分を算出して射影成分の
変動を評価し、変動が極小の候補ベクトルを採用
終了

図１８

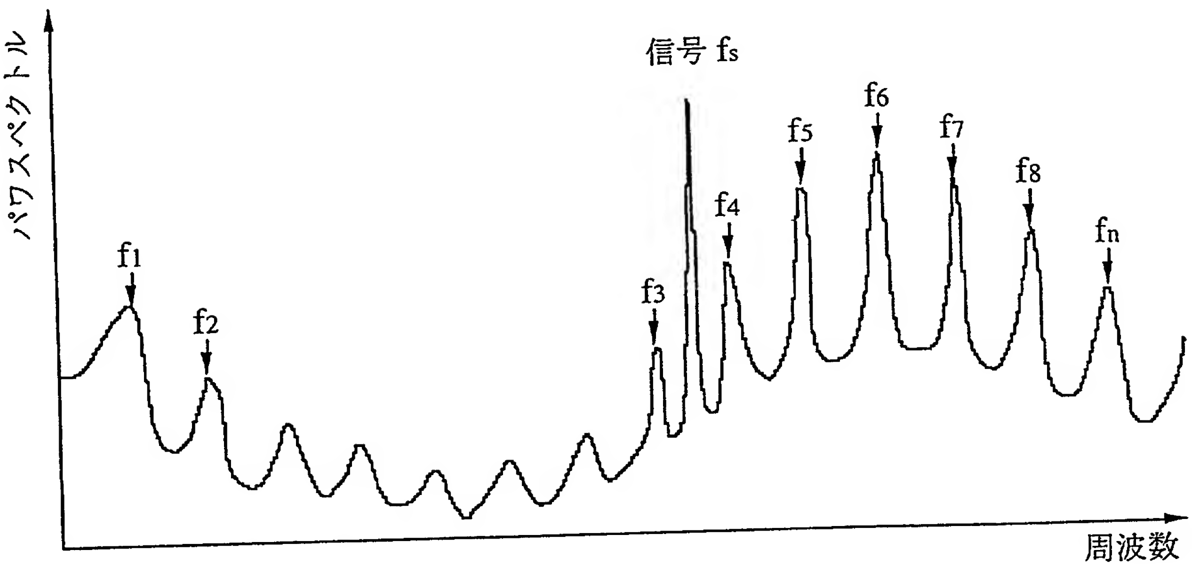

パワスペクトル
信号 fs
f1
f2
f3
f4
f5
f6
f7
f8
fn
周波数

図１９

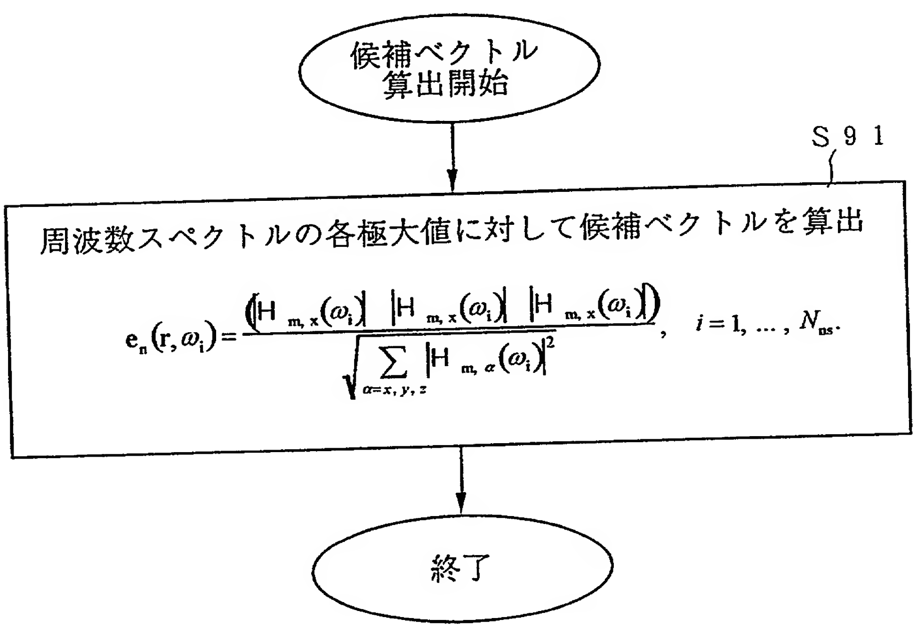
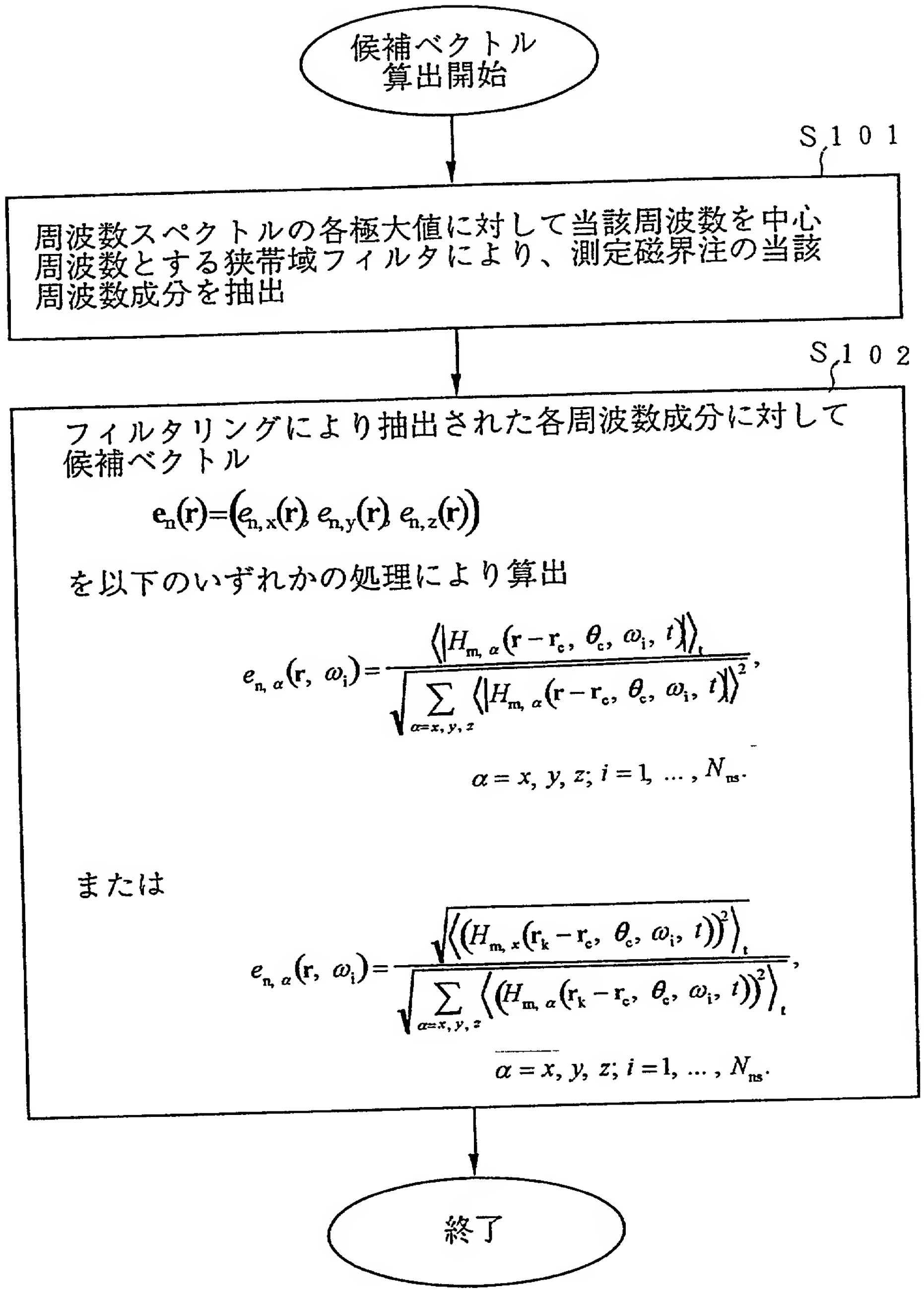

候補ベクトル
算出開始
S９１
周波数スペクトルの各極大値に対して候補ベクトルを算出
$$e_n(r,\omega_i)=\frac{\left(\left|H_{m,x}(\omega_i)\right|\ \left|H_{m,x}(\omega_i)\right|\ \left|H_{m,x}(\omega_i)\right|\right)}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z}\left|H_{m,\alpha}(\omega_i)\right|^2}},\quad i=1,\ldots,N_{ns}.$$
終了

図２０



候補ベクトル
算出開始
S101
周波数スペクトルの各極大値に対して当該周波数を中心
周波数とする狭帯域フィルタにより、測定磁界注の当該
周波数成分を抽出
S102
フィルタリングにより抽出された各周波数成分に対して
候補ベクトル
$\mathbf{e}_n(\mathbf{r})=\left(e_{n,x}(\mathbf{r}), e_{n,y}(\mathbf{r}), e_{n,z}(\mathbf{r})\right)$
を以下のいずれかの処理により算出
$e_{n,\alpha}(\mathbf{r},\omega_i)=\dfrac{\left\langle\left|H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\theta_c,\omega_i,t)\right|\right\rangle_t}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z}\left\langle\left|H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\theta_c,\omega_i,t)\right|\right\rangle^2}},$
$\alpha=x,y,z;\ i=1,\ldots,N_{ns}.$
または
$e_{n,\alpha}(\mathbf{r},\omega_i)=\dfrac{\sqrt{\left\langle\left(H_{m,x}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\theta_c,\omega_i,t)\right)^2\right\rangle_t}}{\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z}\left\langle\left(H_{m,\alpha}(\mathbf{r}_k-\mathbf{r}_c,\theta_c,\omega_i,t)\right)^2\right\rangle_t}},$
$\alpha=x,y,z;\ i=1,\ldots,N_{ns}.$
終了

図２１

雑音磁界方向
算出開始

S１１１

長さ Δt のN_{test}個の時間区間に対して各候補ベクトルに
直交する平面への測定磁界の射影成分を算出

$$\mathbf{H}_{\mathrm{m}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{\mathrm{c}},\ \theta_{\mathrm{c}},\ \omega_{\mathrm{i}},\ t)=\mathbf{H}_{\mathrm{m}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{\mathrm{c}},\ \theta_{\mathrm{c}},\ t)-(\mathbf{H}_{\mathrm{m}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{\mathrm{c}},\ \theta_{\mathrm{c}},\ t)\cdot\mathbf{e}_{\mathrm{n}}(\mathbf{r},\ \omega_{\mathrm{i}}))\mathbf{e}_{\mathrm{n}}(\mathbf{r},\ \omega_{\mathrm{i}}),\ i=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{ns}}.$$

S１１２

射影成分の変動量

$v_{\mathrm{eval,\,k}}(\omega_{\mathrm{i}}),\ k=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{test}}$

を以下のいずれか方法で算出

$$v_{\mathrm{eval,\,k}}(\omega_{\mathrm{i}})=\left\langle\left|H_{\mathrm{m,\,q}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{\mathrm{c}},\ \theta_{\mathrm{c}},\ \omega_{\mathrm{i}},\ t)\right|\right\rangle_{\mathrm{T_{t,k}}},\ q=1,\ 2;\ k=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{test}};\ i=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{ns}}.$$

または

$$v_{\mathrm{eval,\,k}}(\omega_{\mathrm{i}})=\left\langle\left|\mathbf{H}_{\mathrm{m}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{\mathrm{c}},\ \theta_{\mathrm{c}},\ \omega_{\mathrm{i}},\ t)\right|\right\rangle_{\mathrm{T_{t,k}}},\ k=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{test}};\ i=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{ns}}.$$

または

$$v_{\mathrm{eval,\,k}}(\omega_{\mathrm{i}})=\left\langle(H_{\mathrm{m,\,q}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{\mathrm{c}},\ \theta_{\mathrm{c}},\ \omega_{\mathrm{i}},\ t))^{2}\right\rangle_{\mathrm{T_{t,k}}},$$
$$q=1,\ 2;\ k=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{test}};\ i=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{ns}}.$$

または

$$v_{\mathrm{eval,\,k}}(\omega_{\mathrm{i}})=\sqrt{\left\langle(H_{\mathrm{m,\,q}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_{\mathrm{c}},\ \theta_{\mathrm{c}},\ \omega_{\mathrm{i}},\ t))^{2}\right\rangle_{\mathrm{T_{t,k}}}},$$
$$q=1,\ 2;\ k=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{test}};\ i=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{ns}}.$$

S１１３

以下の分散が最小となる候補ベクトルを雑音磁界の方向として採用

$$\mathrm{var}(\omega_{\mathrm{i}})=\frac{\sqrt{\mathrm{mean}_{\mathrm{k}}((v_{\mathrm{eval,\,k}}(\omega_{\mathrm{i}})-\mathrm{mean}_{\mathrm{k}}(v_{\mathrm{eval,\,k}}(\omega_{\mathrm{i}})))^{2})}}{\mathrm{mean}_{\mathrm{k}}(v_{\mathrm{eval,\,k}}(\omega_{\mathrm{i}}))},i=1,\ \ldots,\ N_{\mathrm{ns}}.$$

終了

図２２

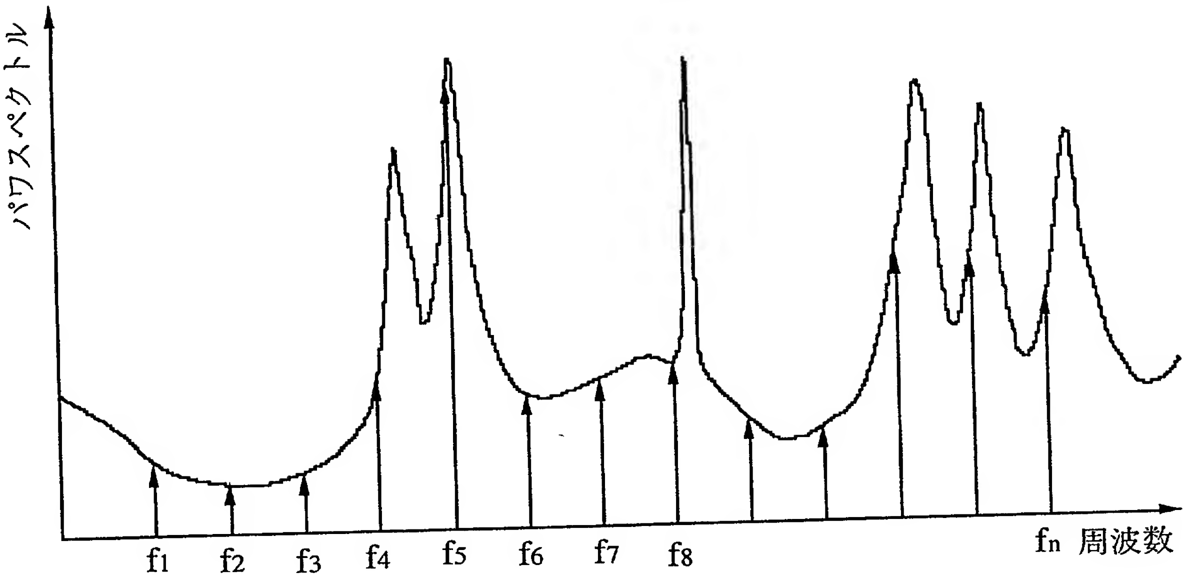


図２３

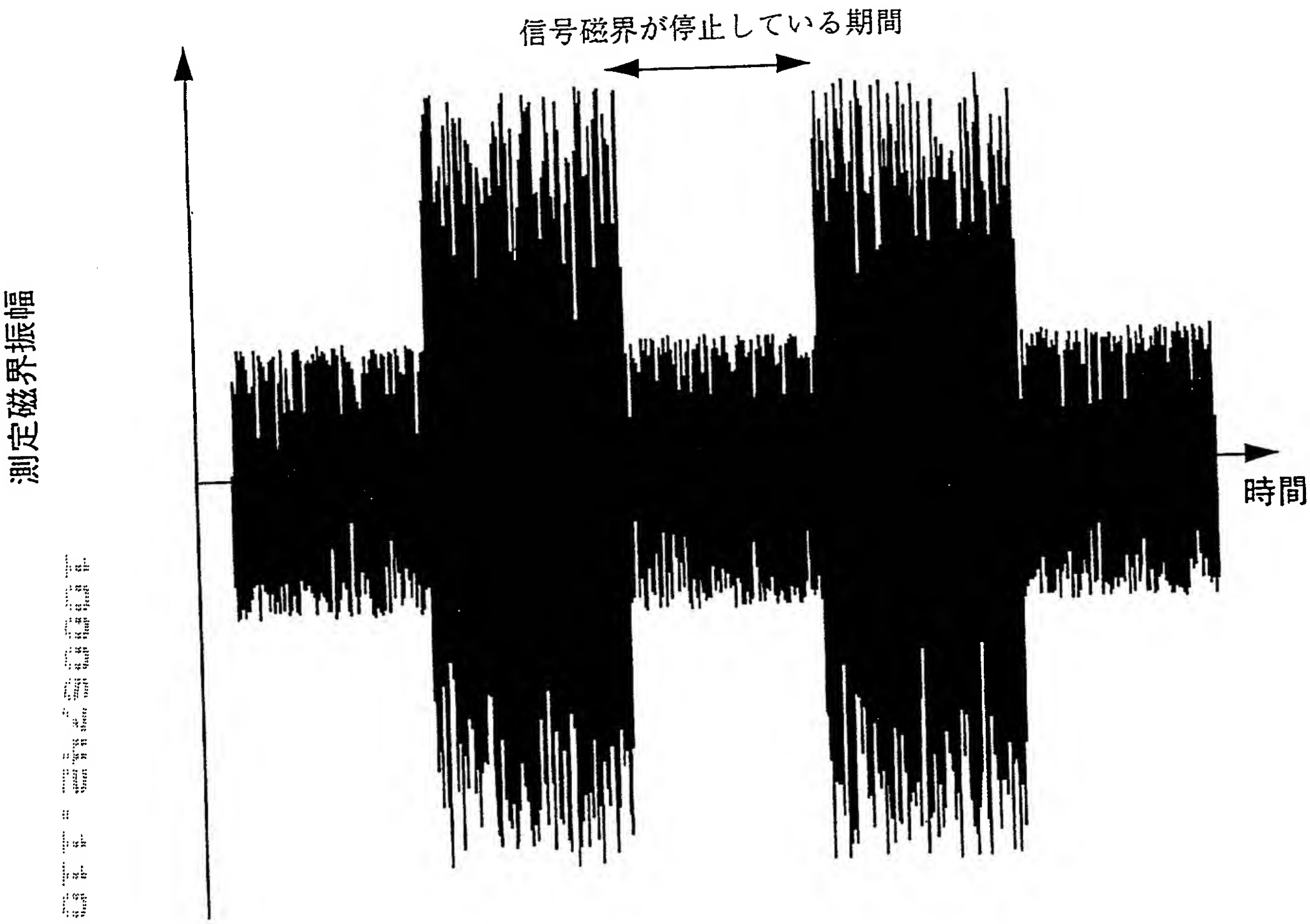


図２４

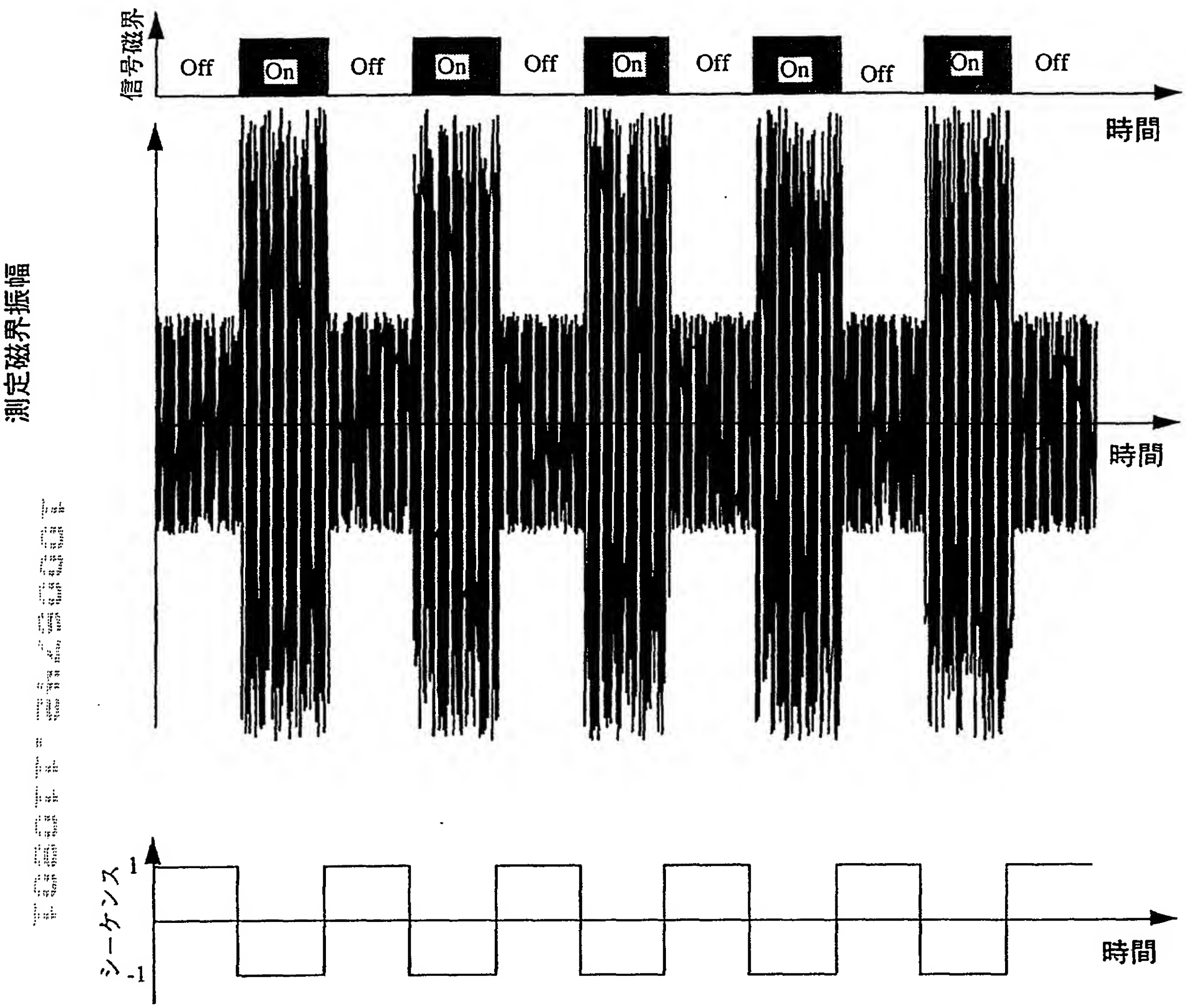

信号磁界
Off
On
Off
On
Off
On
Off
On
Off
On
Off
時間
測定磁界振幅
時間
シーケンス
1
-1
時間

図２５

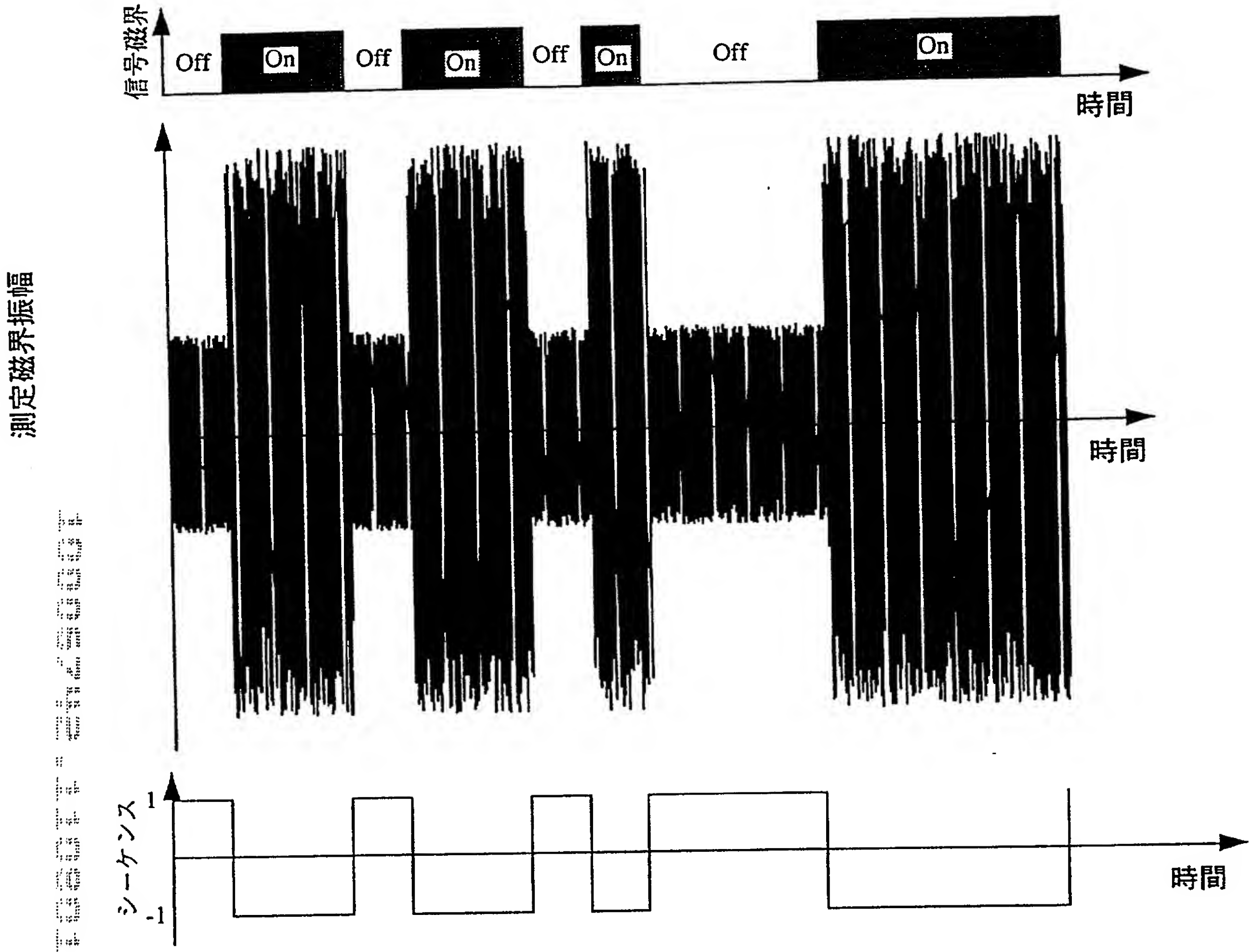
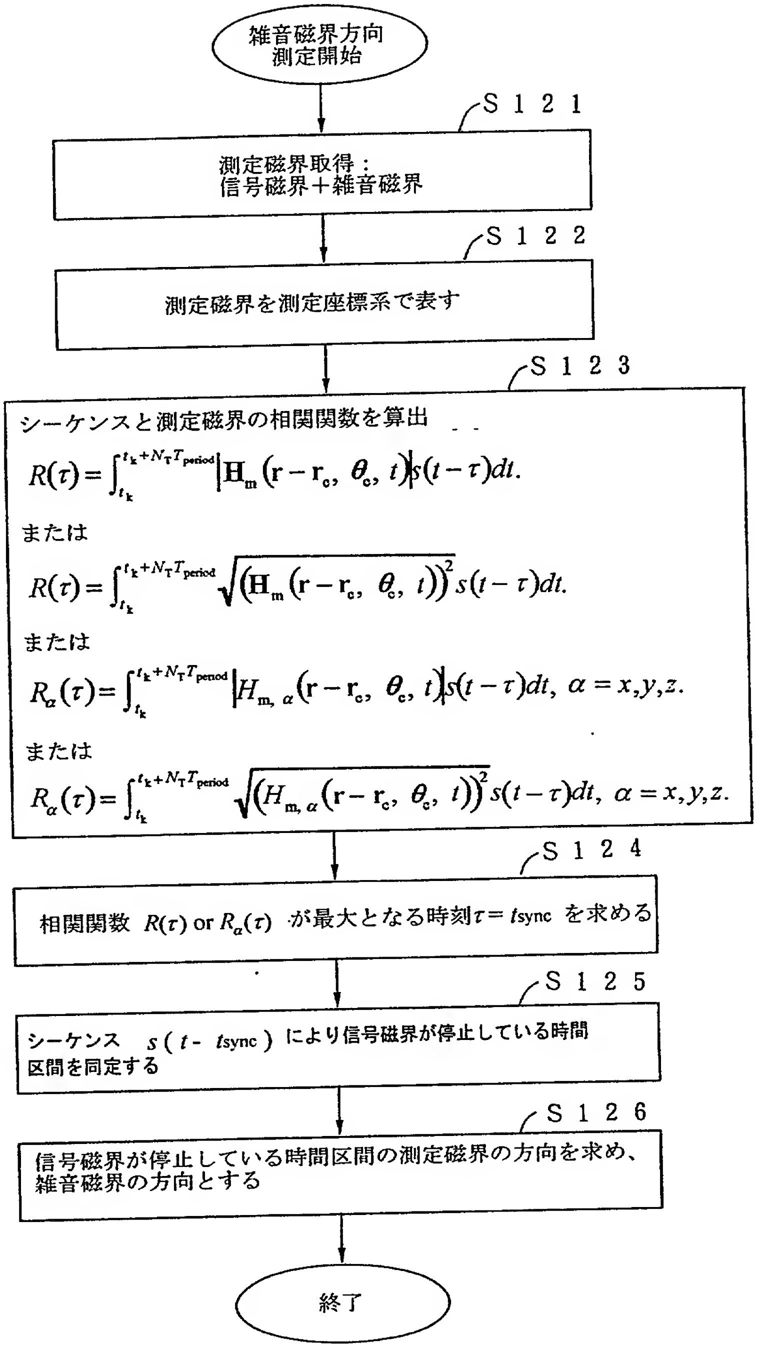


図２６



雑音磁界方向
測定開始
S121
測定磁界取得：
信号磁界＋雑音磁界
S122
測定磁界を測定座標系で表す
S123
シーケンスと測定磁界の相関関数を算出
$R(\tau)=\int_{t_k}^{t_k+N_T T_{period}}\left|\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right|s(t-\tau)dt.$
または
$R(\tau)=\int_{t_k}^{t_k+N_T T_{period}}\sqrt{\left(\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right)^2}s(t-\tau)dt.$
または
$R_\alpha(\tau)=\int_{t_k}^{t_k+N_T T_{period}}\left|H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right|s(t-\tau)dt,\ \alpha=x,y,z.$
または
$R_\alpha(\tau)=\int_{t_k}^{t_k+N_T T_{period}}\sqrt{\left(H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right)^2}s(t-\tau)dt,\ \alpha=x,y,z.$
S124
相関関数 $R(\tau)$ or $R_\alpha(\tau)$ が最大となる時刻 $\tau=t_{sync}$ を求める
S125
シーケンス $s(t-t_{sync})$ により信号磁界が停止している時間区間を同定する
S126
信号磁界が停止している時間区間の測定磁界の方向を求め、雑音磁界の方向とする
終了

図２７

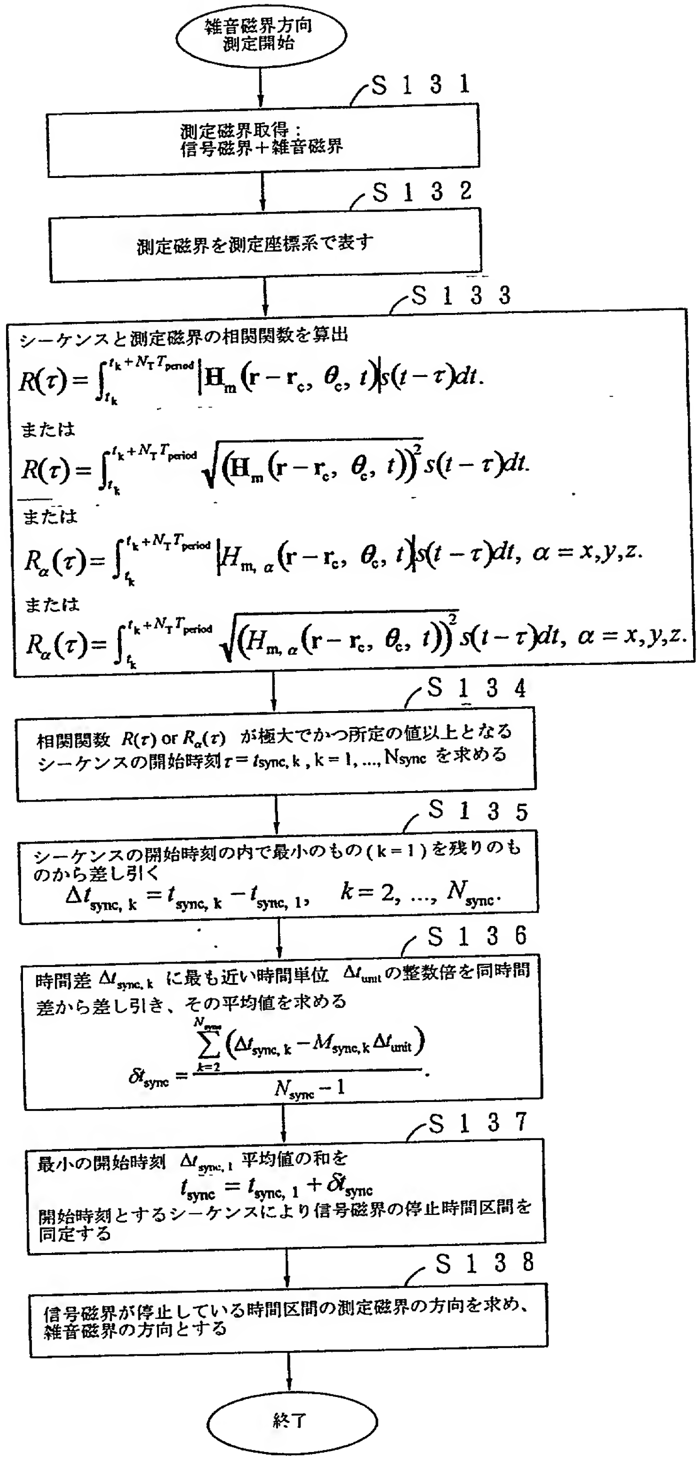

雑音磁界方向測定開始
S131
測定磁界取得：信号磁界＋雑音磁界
S132
測定磁界を測定座標系で表す
S133
シーケンスと測定磁界の相関関数を算出
$R(\tau)=\int_{t_k}^{t_k+N_T T_{period}}\left|\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right|s(t-\tau)dt.$
または
$R(\tau)=\int_{t_k}^{t_k+N_T T_{period}}\sqrt{(\mathbf{H}_m(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t))^2}\,s(t-\tau)dt.$
または
$R_\alpha(\tau)=\int_{t_k}^{t_k+N_T T_{period}}\left|H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right|s(t-\tau)dt,\ \alpha=x,y,z.$
または
$R_\alpha(\tau)=\int_{t_k}^{t_k+N_T T_{period}}\sqrt{(H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t))^2}\,s(t-\tau)dt,\ \alpha=x,y,z.$
S134
相関関数 $R(\tau)$ or $R_\alpha(\tau)$ が極大でかつ所定の値以上となるシーケンスの開始時刻 $\tau=t_{sync,k}$, $k=1,\ldots,N_{sync}$ を求める
S135
シーケンスの開始時刻の内で最小のもの（k＝1）を残りのものから差し引く
$\Delta t_{sync,k}=t_{sync,k}-t_{sync,1},\quad k=2,\ldots,N_{sync}.$
S136
時間差 $\Delta t_{sync,k}$ に最も近い時間単位 Δt_{unit} の整数倍を同時間差から差し引き、その平均値を求める
$\delta t_{sync}=\frac{\sum_{k=2}^{N_{sync}}(\Delta t_{sync,k}-M_{sync,k}\Delta t_{unit})}{N_{sync}-1}.$
S137
最小の開始時刻 $\Delta t_{sync,1}$ 平均値の和を
$t_{sync}=t_{sync,1}+\delta t_{sync}$
開始時刻とするシーケンスにより信号磁界の停止時間区間を同定する
S138
信号磁界が停止している時間区間の測定磁界の方向を求め、雑音磁界の方向とする
終了

図２８

雑音磁界方向測定開始

S141

測定磁界取得：
信号磁界＋雑音磁界

S142

測定磁界を測定座標系で表す

S143

シーケンスと測定磁界の相関関数を算出

$$R_\alpha(t_k)=\int_{t_k}^{t_k+T_{\mathrm{period}}}\left|H_{\mathrm{m},\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right|s(t-t_k)dt,\quad k=1,\ \dots,\ N_{\mathrm{div}};\ \alpha=x,y,z.$$

または

$$R_\alpha(t_k)=\int_{t_k}^{t_k+T_{\mathrm{period}}}\sqrt{\left(H_{\mathrm{m},\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right)^2}\,s(t-t_k)dt,\quad k=1,\ \dots,\ N_{\mathrm{div}};\ \alpha=x,y,z.$$

ただし、

$$t_k=t_0+k\cdot T_{\mathrm{div}},\quad k=1,\ \dots,\ N_{\mathrm{div}}.$$

$$S_{\mathrm{mp}}(t)=S(t+T_{\mathrm{period}})$$

$$S_{\mathrm{mp}}(t)=s(t),\quad 0\le t<T_{\mathrm{period}}.$$

S144

相関関数 $R_\alpha(t_k)$, $k=1,\ \dots,\ N_{\mathrm{div}};\ \alpha=x,y,z.$ がなすベクトル

$$\mathbf{e}_n(t_k)=\left(R_x(t_k),\ R_y(t_k),\ R_z(t_k)\right),\ k=1,\ \dots,\ N_{\mathrm{div}}.$$

に直交する平面への測定磁界の射影

$$\mathbf{H}_{\mathrm{m}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t),\ k=1,\ \dots,\ N_{\mathrm{div}}.$$

を求める

S145a

分散

$$\mathrm{var}(t_k)=\frac{\sqrt{\left\langle\left(\left|\mathbf{H}_{\mathrm{m}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right|-\left\langle\left|\mathbf{H}_{\mathrm{m}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right|\right\rangle_t\right)^2\right\rangle_t}}{\left\langle\left|\mathbf{H}_{\mathrm{m}}^{\mathrm{P}}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right|\right\rangle_t},\quad k=1,\ \dots,\ N_{\mathrm{div}}.$$

が最小あるいは所定の値以下にになる tk を求め、同 tk に対する

$$\mathbf{e}_n(t_k)=\left(R_x(t_k),\ R_y(t_k),\ R_z(t_k)\right),\ k=1,\ \dots,\ N_{\mathrm{div}}.$$

を雑音磁界の方向として採用する

終了

図２９

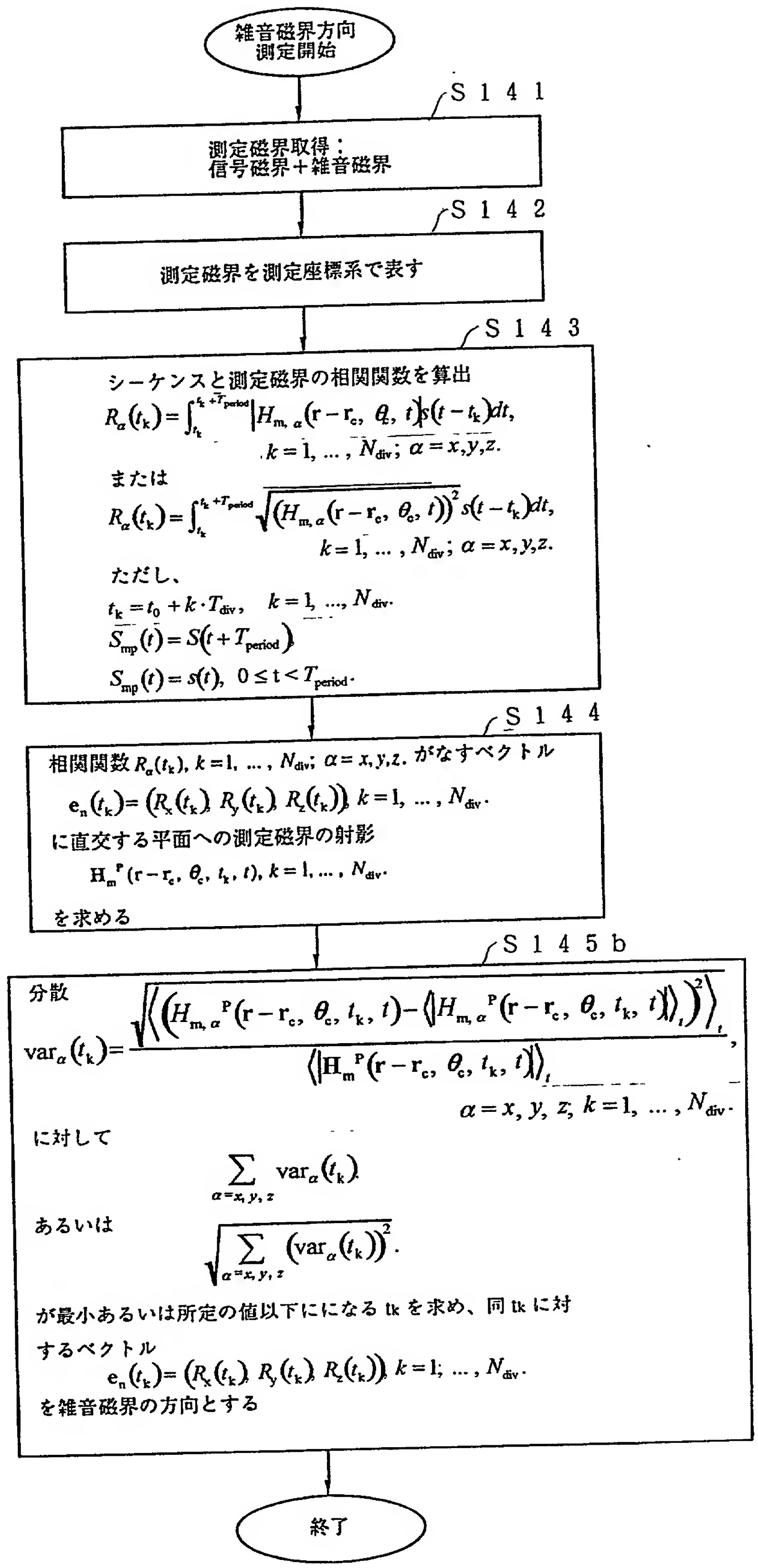

雑音磁界方向
測定開始
S141
測定磁界取得：
信号磁界＋雑音磁界
S142
測定磁界を測定座標系で表す
S143
シーケンスと測定磁界の相関関数を算出
$R_\alpha(t_k)=\int_{t_k}^{t_k+T_{period}}\left|H_{m,\alpha}(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right|s(t-t_k)dt,$
$k=1,\ \ldots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$
または
$R_\alpha(t_k)=\int_{t_k}^{t_k+T_{period}}\sqrt{\left(H_{m,\alpha}(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right)^2}s(t-t_k)dt,$
$k=1,\ \ldots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$
ただし、
$t_k=t_0+k\cdot T_{div},\quad k=1,\ \ldots,N_{div}.$
$S_{mp}(t)=S(t+T_{period})$
$S_{mp}(t)=s(t),\ 0\leq t<T_{period}.$
S144
相関関数 $R_\alpha(t_k),\ k=1,\ \ldots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$ がなすベクトル
$\mathrm{e}_n(t_k)=\left(R_x(t_k),\ R_y(t_k),\ R_z(t_k)\right),\ k=1,\ \ldots,\ N_{div}.$
に直交する平面への測定磁界の射影
$\mathbf{H}_m^{\,P}(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t),\ k=1,\ \ldots,\ N_{div}.$
を求める
S145b
分散
$\mathrm{var}_\alpha(t_k)=\dfrac{\sqrt{\left\langle\left(\left(H_{m,\alpha}^{\,P}(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)-\left\langle H_{m,\alpha}^{\,P}(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right\rangle_t\right)^2\right)\right\rangle_t}}{\left\langle\left|\mathbf{H}_m^{\,P}(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right|\right\rangle_t},$
$\alpha=x,\ y,\ z;\ k=1,\ \ldots,\ N_{div}.$
に対して
$\sum_{\alpha=x,y,z}\mathrm{var}_\alpha(t_k)$
あるいは
$\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z}\left(\mathrm{var}_\alpha(t_k)\right)^2}.$
が最小あるいは所定の値以下にになる tk を求め、同 tk に対
するベクトル
$\mathrm{e}_n(t_k)=\left(R_x(t_k),\ R_y(t_k),\ R_z(t_k)\right),\ k=1;\ \ldots,\ N_{div}.$
を雑音磁界の方向とする
終了

図３０

雑音磁界方向
測定開始

S１４１

測定磁界取得：
信号磁界＋雑音磁界

S１４２

測定磁界を測定座標系で表す

S１４３

シーケンスと測定磁界の相関関数を算出

$$R_\alpha(t_k)=\int_{t_k}^{t_k+T_{period}}\left|H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right|s(t-t_k)dt,$$

$$k=1,\ \ldots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$$

または

$$R_\alpha(t_k)=\int_{t_k}^{t_k+T_{period}}\sqrt{\left(H_{m,\alpha}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right)^2}\,s(t-t_k)dt,$$

$$k=1,\ \ldots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$$

ただし、

$$t_k=t_0+k\cdot T_{div},\quad k=1,\ \ldots,\ N_{div}.$$

$$S_{mp}(t)=S(t+T_{period})$$

$$S_{mp}(t)=s(t),\ 0\le t<T_{period}.$$

S１４４

相関関数 $R_\alpha(t_k)$, $k=1,\ \ldots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$ がなすベクトル

$$\mathbf{e}_n(t_k)=\left(R_x(t_k),\ R_y(t_k),\ R_z(t_k)\right),\ k=1,\ \ldots,\ N_{div}.$$

に直交する平面への測定磁界の射影

$$\mathbf{H}_m^{P}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t),\ k=1,\ \ldots,\ N_{div}.$$

を求める

S１４５ｃ

分散

$$\mathrm{var}(t_k)=\frac{\sqrt{\left\langle\left(\mathbf{H}_m^{P}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)-\left\langle\left|\mathbf{H}_m^{P}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right|\right\rangle_t\right)^2\right\rangle_t}}{\left\langle\left|\mathbf{H}_m^{P}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right|\right\rangle_t},$$

$$k=1,\ \ldots,\ N_{div}.$$

が最小あるいは所定の値以下にになる tk を求め、同 tk を開始時刻とするシーケンスによって信号磁界の停止時間区間を同定する。

S１４６

信号磁界が停止している時間区間の測定磁界の方向を求め、
雑音磁界の方向とする

終了

図３１

雑音磁界方向
測定開始

S141

測定磁界取得：
信号磁界＋雑音磁界

S142

測定磁界を測定座標系で表す

S143

シーケンスと測定磁界の相関関数を算出

$$R_\alpha(t_k)=\int_{t_k}^{t_k+T_{period}}\left|H_{m,\alpha}(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right|s(t-t_k)dt,$$

$$k=1,\ \dots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$$

または

$$R_\alpha(t_k)=\int_{t_k}^{t_k+T_{period}}\sqrt{\left(H_{m,\alpha}(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t)\right)^2}\,s(t-t_k)dt,$$

$$k=1,\ \dots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$$

ただし、

$$t_k=t_0+k\cdot T_{div},\quad k=1,\ \dots,\ N_{div}.$$

$$S_{mp}(t)=S(t+T_{period})$$

$$S_{mp}(t)=s(t),\ 0\le t<T_{period}.$$

S144

相関関数 $R_\alpha(t_k),\ k=1,\ \dots,\ N_{div};\ \alpha=x,y,z.$ がなすベクトル

$$\mathrm{e}_n(t_k)=\left(R_x(t_k),\ R_y(t_k),\ R_z(t_k)\right),\ k=1,\ \dots,\ N_{div}.$$

に直交する平面への測定磁界の射影

$$\mathrm{H}_m{}^P(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t),\ k=1,\ \dots,\ N_{div}.$$

を求める

S145d

分散

$$\mathrm{var}_\alpha(t_k)=\frac{\sqrt{\left\langle\left(\left(H_{m,\alpha}{}^P(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)-\left\langle H_{m,\alpha}{}^P(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right\rangle_t\right)\right)^2\right\rangle_t}}{\left\langle\left|\mathrm{H}_m{}^P(\mathrm{r}-\mathrm{r}_c,\ \theta_c,\ t_k,\ t)\right|\right\rangle_t},$$

$$\alpha=x,\ y,\ z,\ k=1,\ \dots,\ N_{div}.$$

に対して

$$\sum_{\alpha=x,y,z}\mathrm{var}_\alpha(t_k)$$

あるいは

$$\sqrt{\sum_{\alpha=x,y,z}\left(\mathrm{var}_\alpha(t_k)\right)^2}.$$

が最小あるいは所定の値以下にになる tk を求め、同 tk を開始時刻とするシーケンスによって信号磁界の停止時間区間を同定する。

S146

信号磁界が停止している時間区間の測定磁界の方向を求め、
雑音磁界の方向とする

終了

図３２